

Диодные структуры Si:Er/Si для наблюдения электролюминесценции на длине волны 1.5 мкм при 300 К

© В.П. Кузнецов^{†*}, М.В. Кузнецов⁺, З.Ф. Красильник^{*}

⁺ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

^{*} Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 15 июля 2009 г. Принята к печати 24 августа 2009 г.)

Анализируются диодные структуры Si:Er/Si для наблюдения при 300 К электролюминесценции на длине волны 1.5 мкм. Структуры выращивались методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии. Обсуждаются пути повышения интенсивности свечения.

1. Введение

Интерес к монокристаллическому кремнию, легированному эрбием, обусловлен перспективой создания на его основе светоизлучающих устройств, совместимых с кремниевой технологией и излучающих на длине волны 1.5 мкм — в окне прозрачности волоконно-оптических линий связи. Принято считать, что при комнатной температуре наиболее эффективен ударный механизм возбуждения ионов Er горячими электронами. Под ударным механизмом мы будем понимать случай, когда электроны после взаимодействия с центрами Er остаются в зоне проводимости Si. Первые экспериментальные факты, позволяющие сделать такое утверждение, приведены в [1]. В обратно смещенном диоде $p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$ (области p^+ , n^+ -Si не содержат Er) при постоянном электрическом токе, возникшем за счет облучения его лазером, интенсивность электролюминесценции (ЭЛ) росла с увеличением напряженности электрического поля E в $p^+ - n$ -переходе [1].

Наиболее распространенными методами получения простых диодов для ЭЛ типа $p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$ являются ионная имплантация (ИМП) (см., например, [1,2]) и молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) (см., например, [3,4]). Однако возможности указанных методов весьма ограничены [5,6]. В методе ИМП основные недостатки — это малая глубина имплантации примесей, наличие дефектов кристаллической структуры [1], необходимость высокотемпературного отжига каждой области Si независимо от того, какой примесью она имплантирована — Er, В, Р или др. Недостатки метода классической МЛЭ — малая скорость эпитаксии и поверхностная сегрегация легирующих примесей. Для методов ИМП и МЛЭ существуют трудности получения структур с нужными профилями легирования. Недостатком обоих методов также является и то, что при оптимальной концентрации эрбия в базе диодов $N_{Er} \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ концентрация ионизованных доноров N_i при 300 К велика — $(3-9) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [1,3], соответственно мала ширина области пространственного заряда

(ОПЗ) диодов — десятки нанометров, а если вычесть толщину темновой области, люминесцирует слой толщиной 10–15 нм [1]. В обоих методах концентрацию N_i удавалось снизить только путем уменьшения концентрации Er.

О возможностях метода сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ), в частности при выращивании слоев с программируемым распределением Er, а также доноров и акцепторов, обычных для Si, сообщается в [5,7,8]. Для исследования электролюминесценции метод СМЛЭ позволяет выращивать широкий класс диодных структур, получать экспериментальные факты, полезные для более глубокого понимания механизма взаимодействия свободных носителей тока с ионами Er.

В настоящей работе: анализируются диодные структуры, используемые для наблюдения ЭЛ с целью выяснения их достоинств, недостатков и путей увеличения ЭЛ; обсуждаются экспериментальные данные с целью уточнения механизма взаимодействия свободных электронов с центрами Er.

2. Экспериментальные данные и обсуждение

Под термином центр Er мы будем понимать пространственное образование, включающее атом Er и окружающие его примеси. В слоях Si центры Er обычно являются донорами. Энергия ионизации центров эрбия ε_i зависит от их конструкции, в частности от рода и количества примесей, окружающих атом Er. Существует и другая система электронных уровней, она принадлежит не донору, каковым является центр Er, а самому атому Er. Именно ее имеют в виду, а точнее переход электрона с уровня $^4I_{13/2}$ на уровень $^4I_{15/2}$ в $4f$ -оболочке атома Er и обратно, когда речь идет об ударном механизме генерации фотона на длине волны 1.5 мкм. Если принимать ударный механизм, то для получения максимальной интенсивности ЭЛ естественно полагать выполнение следующих условий: 1) электрический ток

[†] E-mail: vpk@nifti.unn.ru

диода должен быть электронным, так как дырки при генерации фотонов неэффективны [1]; 2) электроны в зоне проводимости Si в электрическом поле ОПЗ должны к моменту столкновения с центром Er набрать энергию не менее пороговой $\epsilon_{EL} = 0.82$ эВ, соответственно поле E при пробое должно быть достаточно сильным.

В слоях Si:Er нам удалось получить донорные центры Er с большой энергией ионизации, до 0.27 эВ и более [7]. Приблизительно при тех же оптимальных концентрациях эрбия N_{Er} , что в ИМП- или МЛЭ-слоях, концентрация N_i в наших слоях была существенно меньше, $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$, соответственно толщины ОПЗ и области взаимодействия электронов с центрами Er на 2 порядка больше. За счет легирования сурьмой или фосфором концентрацию N_i в слоях Si:Er при 300 К можно варьировать от 10^{16} до 10^{20} см $^{-3}$ [8]. Нами было найдено [5], что с уменьшением N_i в n -Si:Er-базе диодов $p/p^+/n$ -Si:Er/ n^+ от $(3-9) \cdot 10^{18}$ до $\sim 4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ интенсивность ЭЛ увеличивалась на порядок, примерно так же, как росла толщина области взаимодействия горячих электронов с эрбием. Это был первый шаг на пути увеличения интенсивности электролюминесценции (I_{EL}) в структурах Si:Er/Si по сравнению с уровнем, достигнутым при использовании других технологических методов.

Дальнейшее уменьшение N_i в ОПЗ наших диодов от $4 \cdot 10^{17}$ до $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$, несмотря на увеличение ширины ОПЗ при пробое от 0.1 до ~ 2 мкм, привело к резкому уменьшению I_{EL} до уровня ниже чувствительности аппаратуры [5]. Этот факт можно объяснить тем, что электрический ток в диодах с $N_i \approx 10^{16}$ см $^{-3}$ идет преимущественно через микродефекты [9,10]. При прохождении тока в наших мезадиодах действительно наблюдались светящиеся точки. Однако существует ряд фактов, позволяющих отсутствию ЭЛ в лавинно-пролетных диодах (ЛПД) с широкой ОПЗ дать и другое объяснение [5]. Исчезновение ЭЛ в ЛПД с $N_i \approx 10^{16}$ см $^{-3}$ при ширине ОПЗ более 0.4 мкм может быть обусловлено не влиянием дефектов, а уменьшением напряженности электрического поля E [5]. Особенно низким поле E становится в том месте ОПЗ, где концентрация электронов приближается к стационарному значению. В обычных ЛПД (без эрбия) с $N_i \approx 10^{16}$ см $^{-3}$ и толстой базой (~ 3 мкм) доля электронного тока достигает 0.95 от стационарного только на расстоянии ~ 1 мкм от технологической границы p^+-n -перехода [11]. Типичная толщина базы $d_{Si:Er}$ для наших ЛПД составляла 0.4–0.6 мкм. В этом случае значительная доля толщины ОПЗ может быть областью умножения электронов. Таким образом, причиной отсутствия ЭЛ в ЛПД с $d_{Si:Er} > 0.4$ мкм может быть не только слабое поле E , но и дефицит свободных электронов в базе диодов.

В работах [1,4,5] в начале ОПЗ наблюдались темные области (20–45 нм), в которых не было ЭЛ. В связи с этим возникло мнение о полезности предварительного накопления электронами энергии. Расчеты [12] показали, что на таких расстояниях от технологической границы

$p-n$ -перехода электроны действительно могут копить энергию. С этой точки зрения еще лучше, если начальная область ОПЗ (слой n_0) будет содержать как можно меньше эрбия или какой-либо другой примеси, способной отнять энергию у электронов. Казалось, что за счет начального запаса энергии электроны будут возбуждать атомы Er на большой толщине ОПЗ, 1–2 мкм. Что касается отсутствия в слое n_0 эрбия, такие ожидания прежде всего внутренне противоречивы. В самом деле, освобождая начальную область ОПЗ от эрбия, мы тем самым предполагаем, что Er на длине 20–45 нм будет заметно уменьшать энергию электронов проводимости, приобретаемую в электрическом поле $p-n$ -перехода, и в то же время ожидается, что электрон затем пробежит через слой, заведомо содержащий Er, на глубину, в 100 раз большую, чем толщина n_0 -слоя, сохраняя при этом накопленную энергию для генерации фотона. Однако, если Er в n_0 -слое на длине 20–45 нм энергию у электронов не отнимает, зачем его убирать из n_0 -слоя и зачем нужен n_0 -слой? Мы провели эксперимент [5]. Выращивали структуры $p/p^+/n_0/n$ -Si:Er/ n^+ , где слой n_0 практически не имел каких-либо примесей и соответственно потерь энергии на них. При концентрации N_i в n -слоях $10^{16} - 5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ толщина n_0 -слоя, легированного только фосфором до $10^{15} - 10^{16}$ см $^{-3}$, варьировалась от 0.2 мкм до нуля. Оказалось, что введение такого n_0 -слоя не только бесполезно, но и вредно. Если эрбий присутствовал непосредственно вблизи технологической границы $p-n$ -перехода (n_0 -слой отсутствовал), то диоды, например с $d_{Si:Er} = 0.2$ мкм, начинали излучать. Из этих экспериментов были сделаны следующие выводы:

- предварительное накопление электронами энергии (перед вхождением в слой Si:Er диода) не эффективно для увеличения ЭЛ;
- для появления ЭЛ в диоде необходимо, чтобы напряженность электрического поля была достаточно большой в самой Si:Er-области диода;
- присутствие центров Er у технологической границы $p-n$ -перехода способствует умножению электронов в зоне проводимости Si и тем самым увеличению I_{EL} ; в этом проявляется еще одно важное свойство глубоких уровней (ГУ) центров Er в дополнение к тем четырем, о которых сообщалось ранее [5].

Вообще говоря, электроны в зоне проводимости Si могут терять энергию при взаимодействии с фонами, при ионизации донорных центров Er, ионизации атомов Si. В обычных лавинно-пролетных диодах, база которых не содержит эрбия, напряжение пробоя U_b растет с повышением температуры. Это объясняется, например, в [11] тем, что с повышением температуры растут потери энергии на фонах. Для наших лавинно-пролетных диодов с $N_i \approx 10^{16}$ см $^{-3}$ и $N_{Er} = 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ существенного роста U_b с увеличением температуры от 78 до 300 К не наблюдалось. Имеется другой экспериментальный факт. Для светодиодов с $N_i \approx 10^{16}$ см $^{-3}$, $N_{Er} = 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ при

$d_{\text{Si:Er}} = 0.2\text{--}0.3$ мкм напряженность E слабо менялась в интервале температур $T = 80\text{--}300$ К, так как $U_b(80\text{ К}) = U_b(300\text{ К})$. Если считать, что свободные электроны теряют энергию на фонах, а эти потери существенно уменьшаются с понижением температуры, следовало ожидать, что I_{EL} при 80 К будет больше, чем при 300 К. В эксперименте [5] для таких диодов наблюдалось обратное — отсутствие ЭЛ при 80 К и возгорание при 300 К. Таким образом, потери электронами энергии на фонах в ОПЗ наших $p/p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$ -диодов в присутствии центров Er не являются столь заметными.

Из температурных зависимостей постоянной Холла для наших слоев Si:Er было найдено [7], что донорные центры Er при 300 К в слабых полях в основном нейтральны (нет насыщения в зависимости постоянной Холла от температуры) и образуют практически сплошную зону энергий, расположенную от дна зоны проводимости Si на глубину от 0.045 до 0.27 эВ и даже более. В работе [5] показано, что одной из важных составляющих потерь энергии для электронов в пролетной части ОПЗ диодов являются потери на ионизацию центров Er.

Какой бы механизм возникновения ЭЛ мы не предполагали, если он подразумевает акты встречи свободных электронов с центрами Er, полезно ввести понятие средней длины пробега электрона λ между двумя центрами Er. В частности, если база Si:Er диода будет меньше λ , диод излучать не будет. На этом основан один из методов определения величины λ в наших диодах. В работе [5] найдено, что длина пробега электрона в пролетной части Si:Er-базы наших диодов при $N_{\text{Er}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ составляет величину $\lambda = 17$ нм. В этом нетрудно было убедиться, исследуя, например, диод $p/p^+/n_0^+/n\text{-Si:Er}/n^+$, где слой $n\text{-Si:Er}$ имел толщину $d_{\text{Si:Er}} = 2$ мкм и $N_i \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а слой n_0^+ легировался только фосфором до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и имел толщину 50 нм. Исследования [13] показали, что при таких параметрах n_0^+ -слоя в нем было сосредоточено практически все электрическое поле $p\text{--}n$ -перехода этого диода. Таким образом, электроны, набрав в n_0^+ -слое энергию несколько эВ, влетали в толстую область Si:Er, где электрического поля практически не было. Оказалось, что в таких диодах I_{EL} была даже меньше, чем в $p\text{--}i\text{--}n$ -диодах $p/p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$ с $d_{\text{Si:Er}}$, например, от 0.04 до 0.1 мкм. Вследствие туннелирования электроны в указанных $p\text{--}i\text{--}n$ -диодах появлялись уже вблизи технологической границы $p^+\text{--}n$ -перехода, а электрическое поле (до $1.5 \cdot 10^6$ В/см) не менялось по толщине базы и было вполне достаточным, чтобы электроны могли быстро набирать энергию 0.8 эВ. Таким образом, в этих диодах с тонкой базой должна люминесцировать вся толща ОПЗ. Оценка длины пробега электрона в области Si:Er делалась путем сравнения I_{EL} в обсуждаемых структурах с толстой и тонкой базами Si:Er. Подобные структуры типа $p/p^+/n_0^+/n\text{-Si:Er}/n^{++}$ для определения длины λ использовались в [5]. Отличие было лишь в том,

что толщина слоя $n\text{-Si:Er}$ в работе [5] составляла 50 нм. Результаты определения длины λ в работе [5] и в данной работе оказались приблизительно одинаковыми. Значение λ , найденное вышеуказанными способами, не сильно отличается от длины пробега электронов, полученной для наших слоев Si:Er из холловской подвижности при рассеянии на центрах Er в слабом поле E [14]. Длина λ также совпадает со значением минимальной толщины $n\text{-Si:Er}$ -базы диода, при которой ЭЛ находится на грани обнаружения [5]. В каждом из методов определения физического смысла величины λ можно интерпретировать неоднозначно. Однако совпадение значений для всех способов определения добавляет уверенности в том, что эта величина является длиной пробега электрона между двумя центрами Er.

Ударная ионизация ряда примесей с глубокими энергетическими уровнями в Si экспериментально и теоретически исследовалась в ряде работ [15]. В частности, для глубоких уровней In, Ni, Au в кремнии получены довольно большие значения сечений ударной ионизации — от $1.5 \cdot 10^{-10}$ до $5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$. Принимая, что длина пробега электрона в базе Si:Er наших диодов с $N_{\text{Er}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ составляет 17 нм, получим величину 10^{-13} см^2 — разумное значение сечения ионизации донорных центров Er. В то же время эффективное сечение возбуждения электронов в оболочке атома Er для наших диодов составляет $1.4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [16]. Значит, в этих случаях среднестатистический электрон до взаимодействия с атомом Er и генерации фотона с длиной волны 1.5 мкм 1000 раз столкнется с центром Er, приобретая и тратя энергию.

По определению величина λ — расстояние, пробежав которое электрон теряет свою энергию. Это будет происходить независимо от того, имел ли он энергию в начале или приобрел в процессе движения. Зная длину пробега электрона λ и напряженность поля E [5] в ОПЗ диода $p/p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$, можно оценить энергию электрона $E\lambda$ перед столкновением с центром Er, на котором эта энергия терялась. В таких диодах электролюминесценция появлялась, если среднестатистический электрон на длине пробега 17 нм в пролетной доле ОПЗ набирал 0.6 эВ, а максимальная I_{EL} наблюдалась при энергии 0.8 эВ и более ($E \gtrsim 5 \cdot 10^5$ В/см) [5]. Найденное значение пороговой энергии оказалось близким к величине, необходимой для возбуждения иона Er. Это дало основание предполагать [5], что и в наших диодах $p/p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$ при $E > 3.5 \cdot 10^5$ В/см реализуется ударный механизм возбуждения ионов Er горячими электронами.

Образование лавины электронов в ЛПД происходит на фоне взаимодействия свободных электронов с центрами Er. В диоде $p/p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$ с $N_i = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Er}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_{\text{Si:Er}} = 3$ мкм напряжение пробоя $U_b = 30$ В, что существенно меньше значения $U_b = 55$ В для диода с базой, легированной фосфором до 10^{16} см^{-3} , но без эрбия. Меньше оказалась и ширина ОПЗ, где напряженность поля E падает до нуля. Она составила 1.9

против 3 мкм в базе Si:P. В диодах $p/p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$ при $d_{\text{Si:Er}} < 1.9$ мкм уменьшение U_b наблюдалось нами и ранее [5], пока пробой не становился чисто туннельным при $d_{\text{Si:Er}} \leq 0.1$ мкм ($E \gtrsim 8 \cdot 10^5$ В/см). В диодах $p/p^+/n\text{-Si:Er}/n_0^+$, по-видимому, нет лавинного пробоя в классическом варианте, когда горячие электроны проводимости должны набрать большую энергию (1.6 эВ по данным [10]), чтобы забросить новые электроны через запрещенную зону шириной 1.1 эВ. Электроны, разгоняясь в поле E , будут умножаться еще до пробоя путем ионизации донорных центров Er. Об этом свидетельствует появление допробойных токов в диодах. Главное, потребуется значительно меньшая энергия, чтобы электронам с глубоких уровней донорных центров Er попасть в зону проводимости Si, а электронам из валентной зоны — на освободившиеся глубокие уровни центров Er. Полагая, что подзона донорных центров Er за счет тепловых забросов практически перекрывается с зоной проводимости Si, и учитывая, что диод при $N_i = 10^{16}$ см⁻³ имеет $U_b = 30$ В, можно оценить значение эффективной ширины запрещенной зоны материала Si:Er W_{eff} из формулы [11]

$$U_b = 60(W_{\text{eff}}/1.1)^{3/2}(N_i/10^{16})^{-3/4}. \quad (1)$$

Полученное значение составило 0.7 против 1.1 эВ для Si без эрбия. Разность этих значений более точно определяет нижнюю границу зоны донорных уровней для центров Er в СМЛЭ-слоях Si: она расположена на расстоянии не менее чем 0.4 эВ от дна зоны проводимости Si.

Для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) в слоях Si:Er, согласно общепринятому представлению, необходима межзонная накачка фотонами с энергией не менее ширины запрещенной зоны Si. Электронно-дырочные пары, возникшие в результате заброса электронов из валентной зоны в зону проводимости Si, рекомбинируют, передавая энергию во внутреннюю электронную оболочку атома Er. Однако для наших структур с Si:Er, содержащих центры Er с глубокими энергетическими уровнями, возможен, как указывалось выше, и другой способ генерации электронно-дырочных пар, когда возбуждающее излучение забрасывает электроны из валентной зоны Si на донорные уровни центров Er, а с них — в зону проводимости Si. Далее, как обычно, электроны и дырки рекомбинируют на центрах Er, создавая в структуре некоторую область излучения, которая, кстати говоря, может быть значительно шире области возбуждения. Если такой механизм реализуется, то ФЛ в наших структурах с Si:Er должна иметь место при облучении их фотонами с энергией, заметно меньшей ширины запрещенной зоны Si. Такой факт действительно наблюдался в наших слоях [17]. На длине волны 1.5 мкм ФЛ имела место при энергии возбуждающих фотонов по крайней мере до 0.8 эВ. При объяснении этого факта в работе [17] предположение о забросе электронов из валентной зоны Si на донорные уровни центров Er было

также основополагающим. Учитывая сказанное выше, можно полагать, что в некотором смысле мы имеем дело с новым полупроводниковым материалом — Si:Er, а диоды, изготовленные на его основе, имеют ряд особенностей. По таким важным параметрам полупроводника, как напряжение пробоя и напряженность электрического поля при пробое диодов, материал Si:Er становится близким к Ge.

По сравнению с ЛПД в наших туннельно-пролетных диодах $p/p^+/n_0^+\text{-Si:Er}/n^+$ [13,18] дефицит концентрации электронов в $n\text{-Si:Er}$ -базе снижался за счет их туннелирования из области n_0^+ . Для $n\text{-Si:Er}$ -базы с $d_{\text{Si:Er}} = 0.4\text{--}0.6$ мкм, $N_i = 1.5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $N_{\text{Er}} = 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ толщина n_0^+ -слоя для достижения максимальной I_{EL} при концентрации фосфора в n_0^+ -слое $(1\text{--}2) \cdot 10^{18}$ см⁻³ составила 17–22 нм. Использование туннельно-пролетных диодов (ТПД) явилось вторым шагом на пути увеличения интенсивности эрбиевой ЭЛ в Si при 300 К по сравнению с уровнем, достигнутым в ИМП- или МЛЭ-структурах. Величина I_{EL} диода $p/p^+/n_0^+\text{-Si:Er}/n^+$ была раз в 5 выше, чем диода $p/p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$ с ОПЗ, однородно легированной эрбием при $N_i = 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Если напряженность E в области $n\text{-Si:Er}$ и без введения n_0^+ -слоя была достаточной для возникновения туннельной составляющей тока, например, при $N_i = 6 \cdot 10^{17}$ см⁻³, I_{EL} слабо зависела от того, введен или не введен n_0^+ -слой. Это значит, что в туннельно-пролетных диодах эффект увеличения I_{EL} при введении в структуру n_0^+ -слоя обусловлен только туннелированием электронов, а не предварительным накоплением электронами энергии в n_0^+ -слое. Во всяком случае, частичная замена в n_0^+ -слое фосфора на эрбий и связанное с этим уменьшение оптимальной толщины n_0^+ -слоя от 20 до 5 нм, а соответственно и изменение начальной энергии электронов существенно не изменяли I_{EL} .

Верхние уровни энергии примесной подзоны центров Er при 300 К свободны вследствие тепловых забросов электронов в зону проводимости Si [7]. Поэтому, чтобы ионизовать самые глубокие центры Er, электронам в зоне проводимости не обязательно иметь большую энергию. Ионизация самых глубоких уровней, и кстати, не только связанных с центрами Er, может происходить поэтапно за счет энергии нескольких свободных электронов порциями от 0.045 до ~ 0.4 эВ. Поле E при этом может быть не очень сильным. Напротив, при желании иметь в пролетной части ОПЗ (слой Si:Er) больше не занятых электронами глубоких уровней электрическое поле должно быть достаточно слабым, чтобы эти уровни не заполнялись электронами из валентной зоны Si. Электроны в зоне проводимости при таких полях могут появляться вследствие туннельного пробоя. Наши туннельно-пролетные диоды действительно имеют низкое напряжение пробоя — 5 В. При этом часть напряжения падает на переходе $p^+ - n_0^+$, где поле E сильное, и только несколько вольт на слое $n\text{-Si:Er}$ толщиной 0.4–0.6 мкм (обычная толщина слоя $n\text{-Si:Er}$

в наших туннельно-пролетных диодах). На слое n -Si:Er такой же толщины в ЛПД при пробое падает напряжение ~ 15 В [5], т.е. раз в 5 больше. Так же различаются и средние значения напряженностей E : $2.5 \cdot 10^5$ В/см в ЛПД и $\sim 5 \cdot 10^4$ В/см в ТПД. Тем не менее ТПД в отличие от ЛПД светили, причем интенсивно. В ЛПД в поле $2.5 \cdot 10^5$ В/см на длине пробега 17 нм электрон набирает энергию $\varepsilon = 0.4$ эВ, а заметное свечение наблюдается при средних значениях энергии $\varepsilon \gtrsim 0.6$ эВ [5] (ударный механизм). В ТПД энергию электрона перед столкновением с центром Er нельзя оценивать как произведение $E\lambda$. Для $\lambda = 17$ нм это произведение равно $8.5 \cdot 10^{-2}$ эВ. Оно сравнимо с потерями при взаимодействии с оптическими фононами (0.063 эВ на длине 10 нм при 300 К [10]), тем более что диоды в рабочем режиме нагреваются до ~ 500 К. Усиление роли фононов влияет на распределение электронов по энергиям, меняет среднее значение энергии электронов. Другая особенность туннельно-пролетных диодов — отсутствие лавинного умножения электронов и соответственно дырок в валентной зоне Si. Это делает невозможными переходы электронов в валентную зону Si с донорных центров Er. Электроны в зоне проводимости уже имеют значительную потенциальную энергию относительно электронов на глубоких уровнях, а разгоняясь в поле E , приобретают и некоторую кинетическую. По видимому, электроны, попадая из зоны проводимости на глубокие уровни центров Er, будут иметь энергию 0.8 эВ, достаточную для возбуждения электронов в оболочке атомов Er. Возможен и другой вариант, когда не ионы Er, а сами центры Er без передачи энергии во внутреннюю электронную оболочку атома Er являются центрами излучения. Таким образом, можно объяснить и существование так называемой горячей электролюминесценции с энергией фотонов от 0.8 до 1.2 эВ. Такие механизмы возбуждения ионов Er в туннельно-пролетном диоде уже нельзя назвать ударными.

Для того чтобы понять, какое поле E в слое n -Si:Er туннельно-пролетного диода является оптимальным, обратим внимание на следующие экспериментальные факты. В ТПД с увеличением толщины n_0^+ -слоя от оптимального значения туннельная составляющая тока растет. Несмотря на это, I_{EL} резко падает [13]. Причиной является уменьшение поля E в слое n -Si:Er [13]. Таким образом, напряженность E в n -Si:Er-базе туннельно-пролетного диода при $N_{Er} = 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ не должна быть меньше $5 \cdot 10^4$ В/см. С уменьшением толщины n_0^+ -слоя от оптимального значения уменьшается туннельная составляющая тока, растет составляющая, обусловленная лавинным умножением электронов, и соответственно растут потери энергии электронов на ионизацию центров Er и атомов Si, растет напряженность электрического поля, растут дефицит электронов в начале ОПЗ и, вероятно, степень заполнения электронами глубоких уровней. Даже небольшое увеличение напряженности E от оптимального в туннельно-пролетном диоде приводит к резкому уменьшению I_{EL} [13].

В туннельно-пролетном диоде небольшую добавку к энергии для электронов в зоне проводимости Si, вероятно, можно получить другим способом. Выращивалась структура $p/p^+/n_0^+/n_1/n_2$ -Si:Er/ n_1/n_2 -Si:Er/ $\dots n^{++}$, ее база периодически легировалась Er, число периодов 10. Слои n_1 легировались только фосфором. Концентрация N_i в слоях n_1 и n_2 -Si:Er составляла $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$. Толщина слоев n_2 -Si:Er 30 нм были немного больше длины пробега электрона в материале Si:Er (17 нм при $N_{Er} = 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$), толщина слоев n_1 варьировалась от 30 до 50 нм. Общая толщина базы была примерно такой же, как и в обычном туннельно-пролетном диоде. Предполагалось, что электроны в слоях n_1 в отсутствие эрбия будут набирать энергию в электрическом поле, а затем на длине пробега отдавать ее центрам Er. Интенсивность ЭЛ в таких диодах была раза в 2 меньше, чем в обычных туннельно-пролетных диодах, примерно во столько, во сколько уменьшалась суммарная толщина слоев Si:Er.

Значительно увеличить напряженность поля E в базе ТПД можно разными способами — например, путем легирования n -Si:Er-слоя фосфором до $N_i = 6 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ или при сохранении $N_i = 1.5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ путем уменьшения толщины n -Si:Er-слоя (например, до 0.1 мкм) [5]. Напряженность поля E в n -Si:Er-базе таких диодов увеличивалась раз в 10, а I_{EL} падала в несколько раз, примерно во столько, во сколько уменьшалась толщина ОПЗ в слоях n -Si:Er. Таким образом, для туннельно-пролетных диодов увеличения I_{EL} не происходило не только при уменьшении, но и при увеличении в ОПЗ напряженности E . При оптимальной толщине n_0^+ -слоя и, следовательно, при оптимальном поле E_{opt} электроны в зоне проводимости n -Si:Er-слоя туннельно-пролетного диода будут иметь оптимальное значение кинетической энергии. Попадая на определенные, не занятые энергетические уровни центров Er, например, с наиболее высокой плотностью, они будут иметь и оптимальное значение энергии для генерации фотонов. Таким образом, передача энергии имеет резонансный характер. Напомним, что при ударном механизме генерации фотонов ЭЛ появлялась только при определенных, достаточно больших полях, $E = (3.5-5) \cdot 10^5$ В/см, а далее с увеличением E интенсивность ЭЛ заметно не изменялась.

Третий путь увеличения I_{EL} по сравнению с достигнутым ранее — оптимизация туннельно-пролетного диода по ряду параметров: N_{Er} в n_0^+ - и n -Si:Er-слоях, толщине n -Si:Er-слоя и др. К числу параметров, по которым нужно оптимизировать диод, вероятно, следует отнести и степень заполнения электронами донорных центров Er; ее можно попытаться варьировать путем компенсации донорных центров Er, легируя область Si:Er акцепторами, например, В или Ga.

Четвертый путь увеличения I_{EL} — поиск новых конструкций центров Er. С этой целью могут быть полезными как поиск новых комбинаций солегирующих примесей, так и варьирование кристаллографических ориентаций подложек Si для эпитаксии, а также и температуры

роста слоя Si:Er. Приведенные выше результаты по ЭЛ были получены для Si-структур с ориентацией (100) непосредственно после их выращивания при 500–600°C. С другой стороны, было найдено, что электроны в слабых электрических полях существенно снижают потери энергии на центрах Er, если произведен отжиг этих центров [7]. Также замечено (см., например, [7]), что отжиг СМЛЭ-слоя Si:Er резко меняет вид спектров фотолюминесценции. Эти факты свидетельствуют об изменении конструкции центров Er. С учетом сказанного, представляет интерес исследование параметров ЭЛ в структурах с отожженными центрами Er. В нашем методе, в отличие от метода ИМП, отжигу можно подвергать только слои Si:Er и, судя по результатам исследования ФЛ, при относительно невысокой температуре (30 мин при 800°C), а затем доращивать структуру при более низких температурах, 500–600°C. Последнее важно для уменьшения диффузии обычных для Si примесей, входящих в состав структуры. В отличие от других глубоких примесей в Si, центры Er в слоях Si имеют низкий коэффициент диффузии. Одна из причин заключается в том, что центры Er являются многоатомными комплексами.

Толщину области взаимодействия электронов проводимости с ионами Er можно увеличить, если использовать структуру, состоящую из ряда $p^+ - n$ -переходов. Исследовались разные структуры такого типа. Общим в них было то, что слои p^+ легировались бором до 10^{19} см^{-3} , а слои n -Si:Er имели $N_i \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_{Er} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Простая структура $p/p^+/n/p^+/n \dots p^+/n/n^+$ не работала, вольт-амперные характеристики были линейными, так как прямо смещенные p^+/n -переходы влияли на обратно смещенные. Однако при правильном конструировании многослойной структуры появлялась диодная вольт-амперная характеристика, напряжение пробоя росло пропорционально числу $p - n$ -переходов, росла I_{EL} [5]. Это пятый путь увеличения I_{EL} .

3. Заключение

Одним из недостатков диодов, получаемых методами ИМП и(или) классической МЛЭ, является то, что при оптимальном для ЭЛ содержании Er в n -Si:Er-базе велика концентрация ионизированных доноров, $N_i = (3-9) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, и, как следствие, мала толщина области взаимодействия горячих электронов с ионами Er. Эти диоды имели туннельный тип пробоя. Наши лавинно-пролетные диоды с $N_i \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в базе имеют большую ОПЗ, $\sim 2 \text{ мкм}$, но не достаточно высокую напряженность электрического поля E для реализации ударного механизма возбуждения атомов эрбия и низкую концентрацию электронов в начале ОПЗ диода в режиме пробоя. Компромиссным вариантом являются диоды со смешанным типом пробоя, например, диоды p^+/n -Si:Er/ n^+ с $N_i = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в слое n -Si:Er. Интенсивность ЭЛ таких диодов была существенно выше [5], примерно во столько раз, во сколько увели-

чивалась ширина ОПЗ. Получение таких диодов было первым шагом на пути увеличения интенсивности ЭЛ по сравнению с ИМП- и МЛЭ-диодами.

Особое положение занимают туннельно-пролетные диоды $p/p^+/n_0^+/n$ -Si:Er/ n^{++} . Они имеют тонкий (до 5 нм) n_0^+ -слой и толстую (0.4–0.6 мкм) базу Si:Er с малой N_i ($N_i \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Несмотря на то что их параметры пока не оптимальны, интенсивность ЭЛ от этих диодов оказалась наиболее высокой. Внутренняя квантовая эффективность излучения туннельно-пролетных диодов, по-видимому, раз в 50 выше, чем диодов с туннельным типом пробоя, изготовленных методом ИМП или МЛЭ.

Для дальнейшего улучшения характеристик ЭЛ на длине волны 1.5 мкм необходима оптимизация туннельно-пролетного диода по ряду параметров: N_{Er} в слоях n_0^+ и n -Si:Er, толщине n -Si:Er-слоя, степени заполнения электронами донорных центров Er и др. Внимание следует уделить также поиску новых конструкций центров Er, в частности поиску новых комбинаций солегирующих примесей, варьированию кристаллографических ориентаций подложек Si для эпитаксии и температуры роста Si:Er, исследованию ЭЛ в СМЛЭ-диодах с отожженными слоями Si:Er. Слабая диффузия центров Er в совокупности с рядом других свойств [5], в частности с тем, что центры Er в слоях Si могут быть активными до высоких концентраций ($10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$), представляется важным, и не только для оптоэлектроники.

Толщину области взаимодействия электронов с центрами Er можно увеличить путем повторения в одной структуре ряда $p - n$ -переходов, что особенно полезно при использовании туннельно-пролетных диодов, так как они имеют небольшое напряжение пробоя. Это ставит задачу оптимизации параметров туннельно-пролетной структуры, состоящей из ряда $p - n$ -переходов, для получения интенсивной люминесценции.

Получен ряд экспериментальных фактов, полезных для более глубокого понимания механизмов взаимодействия электронов зоны проводимости с центрами Er и атомами Si. В работе [5] и в данной работе мы пытались им дать объяснение. В частности, найдено, что напряжение пробоя лавино-пролетных диодов $p/p^+/n$ -Si:Er/ n^+ с $N_i = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $d_{Si:Er} = 3 \text{ мкм}$ значительно меньше, чем для аналогичных диодов, но без Er. Предполагаем, что в ЛПД с эрбием образование лавины электронов происходит поэтапно, путем заброса их на уровни центров Er, а затем с центров Er в зону проводимости Si. Свободные места на донорных центрах эрбия возникают за счет их ионизации горячими электронами. Этот процесс может происходить также поэтапно за счет энергий нескольких электронов.

Туннельно-пролетные диоды имеют в пролетной части ОПЗ относительно низкую напряженность электрического поля E . Для наших туннельно-пролетных диодов с $N_{Er} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ оптимальное поле составило $E_{opt} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. При попытках увеличить или

уменьшить напряженность E от оптимального значения интенсивность ЭЛ на длине 1.5 мкм резко падала. Предполагаем, что генерация фотонов с энергией 0.8 эВ происходит после того, как электрон из зоны проводимости Si займет свободное место в примесной зоне центров E_r , а освободившаяся энергия пойдет на образование фотонов с длиной волны 1.5 мкм, а также горячей электролюминесценции с длиной волны от 1.5 до 1 мкм. Дальнейшие исследования в этом направлении внесут коррективы и большую ясность.

Параметры люминесценции исследовали сотрудники ИФМ РАН (г. Нижний Новгород) В.Б. Шмагин, Д.Ю. Ремизов, М.В. Степихова, Д.И. Крыжков, А.Н. Яблонский и Б.А. Андреев.

Источники финансирования работы: РФФИ (гранты № 07-02-01304, 09-02-00898), грант NWO 047.011.2005.003 и Рособразование (РНП № 2.1.1/3615).

Список литературы

- [1] G. Franzo, S. Coffa, F. Priolo, C. Spinella. *J. Appl. Phys.*, **81** (6), 2784 (1997); S. Coffa, G. Franzo, F. Priolo, A. Pacelli, A. Lacaita. *Appl. Phys. Lett.*, **73** (1), 93 (1998).
- [2] Н.А. Соболев. *ФТП*, **29**, 1153 (1995).
- [3] M. Markmann, E. Neufeld, A. Sticht, K. Brunner, G. Abstreiter. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 210 (2001).
- [4] A. Reitinger, G. Stimmer, G. Abstreiter. *Appl. Phys. Lett.*, **70** (18), 2431 (1997).
- [5] В.П. Кузнецов, Д.Ю. Ремизов, В.Н. Шабанов, Р.А. Рубцова, М.В. Степихова, Д.И. Крыжков, А.Н. Шушунов, О.В. Белова, З.Ф. Красильник, Г.А. Максимов. *ФТП*, **40**, 868 (2006).
- [6] J.F. Nutzel, G. Abstreiter. *J. Appl. Phys.*, **78**, 937 (1995).
- [7] О.В. Белова, В.Н. Шабанов, А.П. Касаткин, О.А. Кузнецов, А.Н. Яблонский, М.В. Кузнецов, В.П. Кузнецов, А.В. Корнаузов, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **42**, 136 (2008).
- [8] В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова. *ФТП*, **34**, 519 (2000); В.П. Кузнецов, Н.А. Алябина, В.А. Боженкин, О.В. Белова, М.В. Кузнецов. *ФТП*, **42**, 257 (2008); В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **44** (3), 413 (2010).
- [9] В.Б. Шмагин, Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, В.Н. Шабанов, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, М.Н. Дроздов. *ФТТ*, **46**, 110 (2004).
- [10] И.В. Грехов, Ю.Н. Сережкин. *Лавинный пробой p-n-перехода в полупроводниках* (Л., Энергия, 1980).
- [11] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*, пер. с англ. под ред. Р.А. Сурица (М., Мир, 1984) кн. 1.
- [12] Ю. Пожела. *Физика быстродействующих частиц* (Вильнюс, Мокслас, 1989).
- [13] В.П. Кузнецов, Д.Ю. Ремизов, В.Б. Шмагин, К.Е. Кудрявцев, В.Н. Шабанов, С.В. Оболенский, О.В. Белова, М.В. Кузнецов, А.В. Корнаузов, Б.А. Андреев, З.В. Красильник. *ФТП*, **41**, 1329 (2007).
- [14] В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова, В.Н. Шабанов, А.П. Касаткин, С.В. Седова, Г.А. Максимов, З.Ф. Красильник, Е.В. Демидов. *ФТП*, **47**, 99 (2005).
- [15] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках*, пер. с англ. под ред. М.К. Шейнкмана (М., Мир, 1977) гл. 13.
- [16] Д.Ю. Ремизов, В.Б. Шмагин, А.В. Антонов, В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник. *ФТТ*, **47**, 95 (2005).
- [17] Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, А.Н. Яблонский, В.П. Кузнецов, Т. Grigorkiewicz, M.A.J. KLIK. *ФТТ*, **46**, 98 (2004).
- [18] Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, С.В. Оболенский, В.Б. Шмагин. *Матер. X симп. „Нанофизика и наноэлектроника“* (2006) с. 348; *Матер. XI симп. „Нанофизика и наноэлектроника“* (2007) с. 422.

Редактор Л.В. Шаронова

Si:Er/Si diode structures for observation the room temperature electroluminescence at 1.54 μm wavelength

V.P. Kuznetsov⁺*, M.V. Kuznetsov⁺, Z.F. Krasil'nik*

⁺ Physical Technical Research Institute, N.I. Lobachevskii University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

* Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The Si:Er/Si diode structures for observation of the room temperature electroluminescence at 1.54 μm have been analyzed. The structures have been grown by sublimation molecular beam epitaxy. Some ways for improving the electroluminescence intensity are discussed.